

Expérience n°2 – CONSTANTE DE STEFAN-BOLTZMANN

Domaine: Thermodynamique, rayonnement thermique

Lien avec le cours de Physique Générale:

Cette expérience est reliée aux chapitres suivants du cours de Physique Générale:

- Physique I, Chapitre 9 : La thermodynamique : température et énergie thermique
- Physique II, Chapitre 9 : Les ondes électromagnétiques : la lumière

Objectif général de l'expérience

L'objectif de cette expérience est d'étudier l'intensité du **rayonnement électromagnétique émis par un corps** en fonction de sa température (**loi de Stefan-Boltzmann**), ainsi que de déterminer la **constante de Stefan-Boltzmann** σ qui lie l'intensité du rayonnement à la température.

En étudiant l'échange d'énergie entre deux corps dans trois configurations différentes (sous vide, en présence d'air et avec une surface argentée réfléchissant le rayonnement), on étudiera aussi d'autres effets tels que la **conduction thermique** (par l'air) et le principe de **fonctionnement d'un thermos** (dewar).

1 Introduction

Tout objet émet et absorbe continuellement de l'énergie sous la forme de **rayonnement électromagnétique**. Ce **type de transport d'énergie** diffère des processus de conduction et de convection car il ne requiert ni la présence d'un milieu, ni le déplacement de matière. L'énergie rayonnée est engendrée par les fluctuations de charges électriques liées à l'agitation thermique de la matière, qui n'est autre que l'énergie interne associée au mouvement moléculaire et atomique.

Quand les atomes ou les molécules sont faiblement liés entre eux, comme dans les gaz à des températures et pressions ordinaires, ils rayonnent selon des lignes spectrales discrètes ou des bandes composées de lignes très denses et difficiles à séparer (voir le TP Spectroscopie, Exp. N°12), caractéristiques de la structure interne des niveaux d'énergie. Par contre, dans un solide ou un liquide, les atomes et molécules interagissent si fortement entre eux qu'ils ne peuvent rayonner indépendamment les uns des autres. **L'énergie émise est déterminée avant tout par la température de l'objet**, ainsi que par la structure de sa surface. Pour cette raison, on la nomme **rayonnement thermique**.

Le rayonnement thermique est distribué de façon continue sur tout le spectre électromagnétique. Cependant, en fonction de la température du corps émetteur, il se concentre dans une certaine région du spectre. Ainsi, à température ambiante, le rayonnement est important dans l'infrarouge (IR, longueur d'onde $\lambda \approx 10 \mu\text{m}$), communément associé à la production de chaleur. A plus haute température T , le spectre d'émission se déplace vers le visible, comme dans le cas du soleil ($T \approx 5800 \text{ K}$), en commençant par le rouge. Dans une lampe à incandescence, le filament se trouve à une température de 2800 K, émettant seulement une petite partie de son énergie (environ 5%) dans le spectre visible et le reste dans l'IR, raison pour laquelle une telle lampe chauffe plus le milieu ambiant qu'elle n'éclaire. Une lampe halogène opère à plus haute température (3200 K), de sorte que la portion du spectre d'émission comprise dans le domaine du visible est élargie. Par conséquent, une telle lampe possède une meilleure efficacité énergétique qu'une lampe à incandescence classique.

1.1) Absorption

Lorsqu'un rayonnement de puissance incidente P_i arrive sur un corps, celui-ci peut en réfléchir une partie P_r , en transmettre une autre partie P_t , le reste P_a étant absorbé:

$$P_i = P_r + P_t + P_a . \quad (\text{Eq. 1})$$

Pour une longueur d'onde λ donnée du rayonnement incident, le rapport P_a/P_i , dénoté A_λ , est dénommé **absorbance** ou **facteur d'absorption** monochromatique. Ce facteur dépend en général de la nature du corps, de l'état de sa surface, de la température et de la direction de la lumière incidente.

1.2) Emission

La puissance dP rayonnée par un corps dans toutes les directions de l'espace par unité d'aire dS s'écrit:

$$dP = E \cdot dS , \quad (\text{Eq. 2})$$

E étant l'**émittance** en W/m^2 .

Pour préciser la distribution spatiale et la composition spectrale du rayonnement émis, on introduit la **radiance spectrale** $R_{\theta\lambda}$, d'unité $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{nm})$, grandeur qui dépend de la longueur d'onde λ et de la direction d'émission θ , de manière à écrire:

$$dP = R_{\theta\lambda} \cdot dS \cdot d\Omega \cdot d\lambda , \quad (\text{Eq. 3})$$

où $d\Omega$ est l'angle solide dans la direction θ , comme illustré dans la Figure 1. C'est l'analogie tridimensionnel d'un angle plan ou bidimensionnel. La radiance spectrale est en relation avec le pouvoir d'absorption du corps considéré.

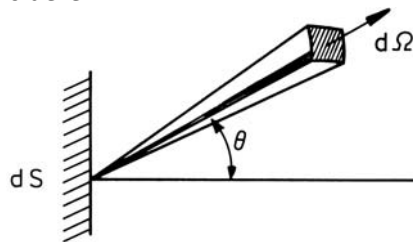


Figure 1: Représentation des grandeurs de surface et d'angle solide utilisées dans le texte.

1.3) Corps noir

Un corps pour lequel $A_\lambda = 1$ pour toute longueur d'onde λ , à toute température T , est par définition un **corps noir**: tout rayonnement incident sur un tel corps est totalement absorbé, indépendamment de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence; le corps noir ne réfléchit pas et ne transmet pas de rayonnement. Cependant, une telle surface matérielle n'existe pas dans la nature, et donc on a en général $A_\lambda < 1$. La meilleure réalisation d'un corps noir est l'orifice d'une enceinte à parois absorbantes.

Un corps en équilibre thermique (sa température reste constante) avec le milieu environnant absorbe autant de rayonnement qu'il n'en émet. Ainsi, un corps noir, parfait absorbant, est donc également un émetteur idéal: il émet autant ou plus d'énergie à toute longueur d'onde que n'importe quel autre corps possédant la même température.

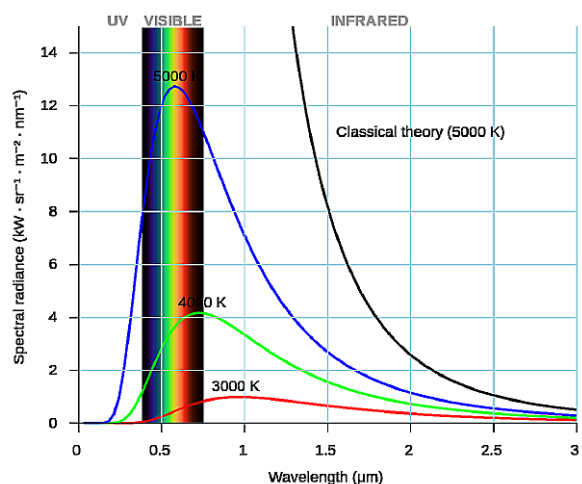


Figure 2: Radiance spectrale d'un corps noir pour différentes températures T . Quand la température du corps diminue, le maximum de la distribution spectrale, qui se trouve en λ_m , se déplace vers les grandes longueurs d'onde – à noter que le produit $\lambda_m \cdot T$ reste constant (Source: [http://en.wikipedia.org/wiki/Black body](http://en.wikipedia.org/wiki/Black_body)).

Un corps noir en équilibre thermique émet un rayonnement électromagnétique obéissant à la **loi de Planck**, ce qui signifie que le spectre du rayonnement émis est déterminé par la température seule de ce corps, et non par sa forme, ni par sa composition. La radiance spectrale d'un corps noir à différentes températures est illustrée sur la Figure 2.

Un **corps** est dit **gris** si son absorbance est uniforme sur une très grande plage de longueurs d'onde, voire pour toutes les longueurs d'onde, alors qu'un **corps blanc** réfléchit tout rayonnement incident, uniformément dans toutes les directions. Un **corps transparent**, lui, transmet tout le rayonnement qui l'atteint ; il n'en absorbe aucune fraction, ni n'en réfléchit.

1.4) Loi de Stefan-Boltzmann

En 1879, Joseph Stefan, un Autrichien, découvrit empiriquement que la puissance P rayonnée par un corps était proportionnelle à la **température absolue** de ce corps élevée à la puissance 4 : $P \sim T^4$. Il utilisa cette relation de proportionnalité pour évaluer la température du soleil. Il obtint une valeur de 5700 K – la valeur moderne se monte à 5778 K. En 1884, Ludwig Boltzmann, autrichien également, démontra théoriquement cette loi, sans réussir toutefois à calculer le facteur de proportionnalité entre P et T^4 .

Cependant, vers 1900, l'Allemand Max Planck, qui introduisit l'idée que l'énergie ne peut être émise (ou absorbée) que par valeurs discrètes, les quantas d'énergie, parvint à dériver la formule correcte de la radiance spectrale d'un corps noir. En intégrant ensuite cette grandeur sur toutes les longueurs d'onde, on obtient pour l'**émittance énergétique du corps noir**, $E^{(n)}(T)$,

$$E^{(n)} = \sigma \cdot T^4 \quad [\text{W/m}^2], \quad (\text{Eq. 4})$$

avec

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} = 5.67 \cdot 10^{-8} \quad [\text{W/m}^2/\text{K}^4], \quad (\text{Eq. 5})$$

σ étant appelée la **constante de Stefan-Boltzmann**.

Pour un corps gris, dont A est la valeur moyenne des A_λ , la relation (Eq.4) devient

$$E = A \cdot \sigma \cdot T^4. \quad (\text{Eq. 6})$$

Exercice préalable: Calculer la puissance rayonnée par une surface noire de 1 m^2 à température ambiante (généralement considérée comme 20°C).

1.5) Détermination de σ

D'après ce qui précède, un transfert de chaleur par rayonnement thermique peut donc se produire entre deux corps de température différente, séparés par le vide ou par un milieu transparent.

Considérons **deux sphères concentriques** de rayons r_i et $r_i + d$ (voir Figure 3) de **températures T et T_0** , ayant des **facteurs d'absorption moyens A et A_0** voisins de 1. Pour calculer, de manière simple, la puissance perdue par radiation par la sphère intérieure, il faut supposer tout d'abord que $d/r_i \ll 1$ de telle façon que toute la radiation émise par la sphère extérieure, de surface S_0 , aille directement sur la sphère intérieure de surface S . Ceci implique aussi l'approximation $S = S_0$.

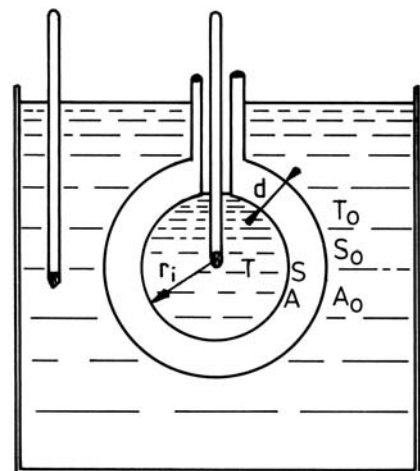


Figure 3 : Schéma de l'appareillage.

Pour la sphère intérieure, le bilan des puissances radiatives peut s'écrire:

- Puissance émise par la sphère intérieure: $P_e = AS\sigma T^4$, (i)
- dont est réfléchi par la sphère extérieure: $P_{0,r} = (1 - A_0)P_e$,
- puis absorbée par la sphère intérieure: $P_a = AP_{0,r} = A(1 - A_0)P_e$. (ii)

Si l'on considère maintenant la sphère extérieure comme source de rayonnement :

- Puissance émise par la sphère extérieure: $P_{0,e} = A_0 S_0 \sigma T_0^4$,
- dont sera absorbée par la sphère intérieure: $P_{a2} = AP_{0,e} = AA_0 S_0 \sigma T_0^4$. (iii)

La puissance nette perdue par la sphère intérieure est donc donnée par le bilan des expressions ci-dessus:

$$P = (i) - (ii) - (iii), \quad (\text{Eq. 7})$$

soit
$$P = AS\sigma T^4 - (1 - A_0)A^2 S\sigma T^4 - AA_0 S_0 \sigma T_0^4 ;$$

comme $S \approx S_0$,

$$P = AA_0 S_0 \sigma \left(\frac{1 - A + AA_0}{A_0} \right) T^4 - AA_0 S_0 \sigma T_0^4 .$$

Avec $A = 0.91$ et $A_0 = 0.96$ (voir ci-dessous), le terme entre parenthèses vaut $1.004 \approx 1$. Dès lors,

$$P \approx \alpha_0 S_0 \sigma (T^4 - T_0^4), \quad \text{avec } \alpha_0 = AA_0 . \quad (\text{Eq. 8})$$

Connaissant A , A_0 et S ainsi que les températures T et T_0 , il suffit de mesurer la puissance P perdue par la sphère intérieure pour déterminer la constante de Stefan-Boltzmann σ . On constate que la puissance perdue varie avec la **différence entre la 4^{ème} puissance de la température** des deux corps.

2 Principe général de l'expérience

L'expérience consiste en la comparaison du taux de refroidissement d'un corps sphérique rempli d'eau chaude dans trois configurations différentes qui seront décrites ci-dessous dans les sections 2.1) à 2.3):

- i) Dans le premier cas, le système sera placé sous vide, de sorte que seul le rayonnement émis par le corps contribuera à son refroidissement;
- ii) Dans le deuxième cas, une surface argentée placée face au corps chaud réfléchira une partie du rayonnement émis qui sera réabsorbé par le corps, dont le refroidissement sera plus lent;
- iii) Dans le troisième cas, le système sera placé dans l'air, offrant une autre voie pour le transfert d'énergie thermique par conduction, ce qui accélèrera le refroidissement du corps.

Les mesures se feront en parallèle sur les trois systèmes.

2.1) Détermination expérimentale de σ

Pour la détermination de la constante de Stefan-Boltzmann σ , considérons les deux sphères concentriques mentionnées précédemment et représentées sur la Figure 3. L'espace entre les deux sphères est évacué de sorte qu'un échange d'énergie ne peut se faire que par rayonnement (pas de conduction thermique, pas de convection). Afin que la température T_0 de la sphère extérieure reste constante, celle-ci est plongée dans un bain d'eau. La sphère intérieure, elle, est remplie d'eau à une température supérieure $T > T_0$. Elle se refroidira au cours du temps par émission de rayonnement; en mesurant le taux de refroidissement $d(T - T_0) / dt$, il sera possible de déterminer la puissance P émise par la sphère intérieure.

La perte d'énergie ($-Pdt$) de la sphère intérieure durant un intervalle de temps infinitésimal dt , qui s'accompagne d'une variation de température $d(T - T_0)$ (négative, car le corps se refroidit), se calcule à partir de la capacité calorifique $C = C_{eau} + C_{verre}$ de la sphère :

$$C \cdot d(T - T_0) = -Pdt. \quad (\text{Eq. 9})$$

P étant donnée par la relation (Eq. 8), il s'ensuit que

$$C \frac{d(T - T_0)}{dt} = -\alpha_o S \sigma (T^4 - T_0^4). \quad (\text{Eq. 10})$$

La résolution de cette équation différentielle est détaillée dans l'annexe de ce document. Dans le cas où $(T - T_0) \ll T_0$ qui correspond aux conditions de l'expérience, la solution en est:

$$f(T - T_0) = \ln \left[\frac{T - T_0}{T_0 + 1.5(T - T_0)} \right] = -\gamma t + cste, \quad \text{avec} \quad \gamma = \frac{4\alpha_o S \sigma T_0^3}{C} \quad (\gamma > 0). \quad (\text{Eq. 11})$$

L'expression (Eq. 11) représente l'évolution au cours du temps de la différence de température $T - T_0$ entre les deux sphères. En reportant $f(T - T_0)$ en fonction du temps t , on obtient une droite de pente $-\gamma$, de laquelle on peut tirer la constante de Stefan-Boltzmann σ .

Remarque sur la valeur de α_o

Pour déterminer σ à partir de la pente γ du graphique, il est nécessaire de connaître toutes les valeurs entrant dans l'expression (Eq. 11), donc également α_o . Le verre, transparent pour la lumière visible, est fortement absorbant dans l'infrarouge pour des longueurs d'onde supérieures à $\sim 5 \mu\text{m}$. Comme tout corps diélectrique, le verre réfléchit aussi une partie du rayonnement incident (lois de Fresnel). Le facteur de réflexion dans l'infrarouge autour de $\lambda = 10 \mu\text{m}$ vaut 0.09 pour la sphère intérieure (valeur moyenne de tous les angles d'incidence) et 0.04 pour la sphère extérieure (incidence normale). Les facteurs d'absorption correspondants sont donc $A = 0.91$ et $A_o = 0.96$; et ainsi $\alpha_o = AA_o = 0.87$.

2.2) Détermination du coefficient α_d d'un dewar

On peut réduire sensiblement l'échange d'énergie par rayonnement entre les deux sphères en argentant la surface de la sphère extérieure. Le dispositif ainsi formé correspond à un dewar (thermos) qui se trouve également à disposition dans l'expérience (à gauche sur l'image de la Figure 5). Le rayonnement provenant de la sphère intérieure est ainsi principalement réfléchi par la sphère extérieure plutôt que d'y être absorbé. En mesurant l'évolution de la différence de température $(T - T_0)$ entre les deux sphères en fonction du temps pour ce récipient, il est possible de déterminer le coefficient γ_d en procédant de la même manière que pour la détermination de γ dans le cas précédent (§2.1), et d'en déduire le coefficient α_d , équivalent de α_o pour le dewar.

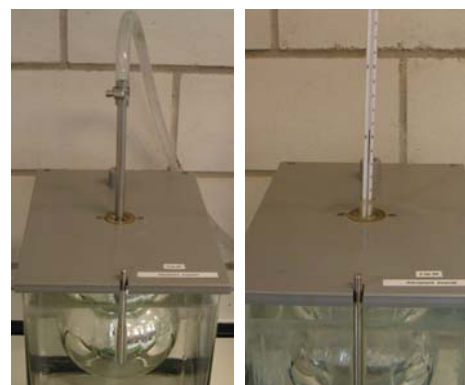


Figure 4: *Gauche* : trompe à eau. *Droite* : thermomètre plongé dans une des sphères.



Figure 5: Photographie du matériel de l'expérience. Sur la tablette, à gauche : récipient évacué avec sphère extérieure argentée ; au milieu : récipient avec le volume entre les deux sphères évacué ; à droite : récipient avec le volume entre les deux sphères rempli d'air.

2.3) Comparaison avec la conduction thermique

On dispose d'un troisième récipient (à droite sur l'image de la Figure 5), semblable à celui sans surface argentée, mais avec le volume entre les parois des deux sphères rempli d'air. **La conduction thermique par l'air a pour effet d'augmenter l'échange de chaleur** entre les sphères. La puissance échangée par conduction vaut $K(T - T_0)$, K étant la conductance thermique, exprimée en $\text{cal}/(\text{K}\cdot\text{s})$.

L'équation (Eq. 10) doit être complétée et devient:

$$C \frac{d(T - T_0)}{dt} = -\alpha_0 S \sigma (T^4 - T_0^4) - K(T - T_0). \quad (\text{Eq. 12})$$

La résolution de cette équation différentielle est détaillée dans l'annexe de ce document. Dans le cas où $(T - T_0) \ll T_0$ qui correspond aux conditions de l'expérience, la solution en est :

$$\boxed{g(T - T_0) = \ln\left(\frac{T - T_0}{T_0}\right) = -\left[\gamma + \frac{K}{C}\right]t + cste}. \quad (\text{Eq. 13})$$

L'expression (Eq. 13) représente l'évolution au cours du temps de la différence de température $(T - T_0)$ entre les deux sphères. En reportant $g(T - T_0)$ en fonction du temps t , on obtient une droite de pente

$-\gamma_a = -\left[\gamma + \frac{K}{C}\right]$, à partir de laquelle on peut obtenir la contribution de la conduction thermique par comparaison avec la pente $-\gamma$ obtenue pour le récipient évacué.

3 Marche à suivre

L'expérience consiste en la comparaison du taux de refroidissement d'un corps sphérique rempli d'eau chaude dans trois configurations différentes correspondant aux cas décrits dans les paragraphes 2.1) à 2.3) (récipient évacué, récipient évacué avec sphère extérieure argentée et récipient rempli d'air qui sont représentés sur la Figure 5). Le taux de refroidissement au cours du temps est caractérisé par la pente des graphiques représentés, dont la valeur respective γ_d , γ et γ_a sera déterminée.

3.1) Mesures

- S'assurer que la sphère intérieure des trois récipients soit vide. Au besoin, les vider au moyen de la trompe à eau (voir Figure 4). L'aspiration de l'eau se fait en ouvrant le robinet placé vers le lavabo.
- Mesurer la température T_0 des bains dans lesquels sont plongés les trois récipients. La mesure se fait au moyen de thermomètres que l'on insère dans l'orifice à l'**arrière de chaque bac**.

Toutes les **mesures de température** durant l'expérience doivent être **les plus précises possibles**.

- Remplir chaque récipient, de volume identique, de **288 ml d'eau** ayant une **température entre 15 et 20 °C au-dessus de T_0** (pour respecter la condition $(T - T_0)/T_0 \ll 1$). Utiliser une balance ou un volume gradué pour déterminer précisément les volumes d'eau.
- Déterminer le volume V intérieur et la surface S extérieure de la sphère intérieure (épaisseur de la paroi 1.5 mm) pour le récipient évacué non argenté, en admettant que la masse volumique de l'eau est $\rho \approx 1 \text{ g/cm}^3$.
- A l'aide des trois thermomètres à disposition, placés **dans l'orifice au centre de chaque récipient**, **relever toutes les 5 minutes la température T des sphères intérieures** et ceci pendant environ une heure et demie.
- A la fin des mesures, **ne pas oublier de vider les trois sphères intérieures** à l'aide de la trompe à eau.

3.2) Représentation graphique et résultats

Dans la feuille Excel de l'expérience, représenter les graphiques suivants **avec les barres d'incertitudes** correspondantes:

- $f(T - T_0)$ en fonction de t pour les récipients évacués argenté et non argenté selon (Eq. 11);
- $g(T - T_0)$ en fonction de t pour le récipient rempli d'air selon (Eq. 13).

Les formules pour le calcul des incertitudes sur les variables des graphiques résultant des incertitudes de mesures sur le temps et les températures (propagation des incertitudes) sont déjà implémentées dans la feuille Excel.

- Effectuer une régression linéaire sur chaque graphique afin de déterminer les pentes γ , γ_d et γ_a pour les récipients évacués, non argenté et argenté, et pour celui rempli d'air, respectivement.
- Déterminer la constante de Stefan-Boltzmann σ pour le récipient évacué non argenté à partir de la relation (Eq. 11), en tenant compte des chaleurs spécifiques et masses suivantes: $c_{eau} = 1 \text{ cal/(g} \cdot \text{K)}$, $c_{verre} = 0.2 \text{ cal/(g} \cdot \text{K)}$, $m_{verre} \approx 82 \text{ g}$. La capacité calorifique (ou thermique) C d'un objet est donnée par $C = \sum_i m_i c_i$ où m_i et c_i désignent la masse et la chaleur spécifique de chaque composant i constituant l'objet.

Estimer les sources d'incertitudes affectant la détermination de σ en se référant à l'expression (Eq. 11) et estimer leur contribution respective à l'erreur relative sur σ .

Comparer la valeur de σ obtenue avec la valeur de référence.

Préalable: chercher la valeur de référence de la constante de Stefan-Boltzmann, par exemple dans un formulaire de physique ou sur internet.

- i) Déterminer le coefficient α_d du récipient évacué argenté (dewar) à partir de l'expression (Eq. 11) et des valeurs de γ_d et σ . Le comparer avec le coefficient α_0 du récipient non argenté, en exprimant la différence relative en % par rapport à α_0 .
- j) Donner les contributions respectives (en %) de la conduction thermique et du rayonnement pour le troisième récipient rempli d'air en calculant $(\gamma_a - \gamma) / \gamma_a$.

4 Préalable

Cette partie est à **préparer en avance**, avant la séance de TP, afin de gagner du temps lors de celle-ci. Les points concernant le calcul d'incertitude ne sont à considérer qu'à partir du moment où le calcul d'erreur a été introduit.

Partie	Descriptif
1.5)	Calculer la puissance rayonnée par une surface noire de 1 m^2 à température ambiante (20°C).
3.2)	Chercher la valeur de référence de la constante de Stefan-Boltzmann.

Sources:

- Encyclopedia of Physics, 2nd Edition, R. Lerner and G. Trigg (Editors), Wiley-VCH, 1990;
- Wikipedia, http://fr.wikipedia.org/wiki/Loi_de_Stefan-Boltzmann.

5 Annexe

5.1) Résolution de l'équation différentielle (Eq. 10):

$$C \frac{d(T-T_0)}{dt} = -\alpha_0 S \sigma (T^4 - T_0^4). \quad (\text{Eq}_a 1)$$

Comme $T - T_0 \ll T_0$, il est possible de faire l'approximation suivante (développement au deuxième ordre):

$$(T^4 - T_0^4) \approx 4T_0^3(T - T_0) \left(1 + 1.5 \frac{T - T_0}{T_0} \right). \quad (\text{Eq}_a 2)$$

On prend ici un développement du 2^{ème} ordre pour obtenir une meilleure précision sur la détermination de la constante de Stefan-Boltzmann (l'erreur relative entre les 2^{ème} et 1^{er} ordres du développement se monte à environ 5% dans les conditions de l'expérience). L'équation différentielle (Eq_a 1) devient donc

$$\frac{d(T-T_0)}{dt} = -\frac{4\alpha_0 S \sigma T_0^3}{C} (T-T_0) \left(1 + 1.5 \frac{T-T_0}{T_0} \right), \quad (\text{Eq}_a 3)$$

dont la solution, par la méthode de séparation des variables, peut s'écrire :

$$\ln \left[\frac{T - T_0}{T_0 + 1.5(T - T_0)} \right] = -\frac{4\alpha_0 S \sigma T_0^3}{C} t + cste. \quad (\text{Eq}_a 4)$$

5.2) Résolution de l'équation différentielle (Eq. 12):

$$C \frac{d(T-T_0)}{dt} = -\alpha_0 S \sigma (T^4 - T_0^4) - K(T - T_0). \quad (\text{Eq}_a 5)$$

En développant au premier ordre $(T^4 - T_0^4) \approx 4T_0^3(T - T_0)$, l'équation peut s'écrire:

$$\frac{d(T-T_0)}{dt} = -\left[\frac{4\alpha_0 S \sigma T_0^3}{C} + \frac{K}{C} \right] (T - T_0), \quad (\text{Eq}_a 6)$$

qui s'intègre par séparation des variables pour donner:

$$\ln \left(\frac{T - T_0}{T_0} \right) = -\left[\frac{4\alpha_0 S \sigma T_0^3}{C} + \frac{K}{C} \right] t + cste. \quad (\text{Eq}_a 7)$$

Travaux Pratiques de Physique

Expérience N°2 : Constante de Stefan-Boltzmann

Détermination de la capacité calorifique:

$$\begin{array}{lcl}
 m_{eau} = \boxed{} \text{ [g]} & C_{eau} = \boxed{} \text{ [cal/(g·K)]} & C_{eau} = \boxed{} \text{ [cal/K]} \\
 m_{verre} = \boxed{} \text{ [g]} & C_{verre} = \boxed{} \text{ [cal/(g·K)]} & C_{verre} = \boxed{} \text{ [cal/K]} \\
 & & C = \boxed{} \text{ [J/K]} \quad (1 \text{ cal} = 4.18 \text{ J})
 \end{array}$$

Détermination du volume et de la surface de la sphère intérieure:

$$\begin{array}{l}
 V_{int} = \boxed{} \text{ [m}^3\text{]} \\
 S_{ext} = \boxed{} \text{ [m}^2\text{]}
 \end{array}$$

3.1e) Mesure des températures dans les trois sphères intérieures en fonction du temps

Incertitude sur les temps mesurés: $\boxed{}$ [s]
 Incertitude sur les températures mesurées: $\boxed{}$ [°C]

		Récipient évacué non argenté					Récipient évacué argenté					Récipient rempli d'air					
		$T_0 = \boxed{} \text{ [°C]}$		$T_0 = \boxed{} \text{ [K]}$		$T_0 = \boxed{} \text{ [°C]}$		$T_0 = \boxed{} \text{ [K]}$		$T_0 = \boxed{} \text{ [°C]}$		$T_0 = \boxed{} \text{ [K]}$		$T_0 = \boxed{} \text{ [°C]}$		$T_0 = \boxed{} \text{ [K]}$	
t [min]	t [s]	T [°C]	$T-T_0$ [K]	$f(T-T_0)$	Δf	T [°C]	$T-T_0$ [K]	$f(T-T_0)$	Δf	T [°C]	$T-T_0$ [K]	$g(T-T_0)$	Δg				

version fichier: 10/3/2014 (aw); rev 10/9/2017 (SSc)

Travaux Pratiques de Physique

Expérience N°2 : Constante de Stefan-Boltzmann

3.2h) Détermination de la constante de Stefan-Boltzmann (récipient évacué non argenté)

$$\alpha_0 = \boxed{}$$

Valeur de référence	
$\sigma_{réf} = \boxed{}$	[W/(m ² ·K ⁴)]

Représentation graphique : $f = f(t)$

insérer graphique ici

$\gamma =$	[1/s]
$\Delta\gamma =$	[1/s]

$\sigma =$	[W/(m ² ·K ⁴)]
$\Delta\sigma =$	[W/(m ² ·K ⁴)]

Travaux Pratiques de Physique

Expérience N°2 : Constante de Stefan-Boltzmann

3.2i) Détermination du coefficient α_d du récipient évacué argenté

Représentation graphique : $f = f(t)$

insérer graphique ici

$\gamma_d =$	[1/s]
$\Delta\gamma_d =$	[1/s]

$\alpha_d =$	
$\alpha_d/\alpha_0 =$	[%]

3.2j) Contributions de la conduction thermique et du rayonnement (récipient rempli d'air)

Représentation graphique : $g = g(t)$

insérer graphique ici

$\gamma_a =$	[1/s]
$\Delta\gamma_a =$	[1/s]

$p_{cond} =$	[%]
$p_{ray} =$	[%]